第 40 卷　第 1 期
2022 年 3 月

天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY

Vol. 40, No. 1
Mar., 2022

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2022.01.03

黑洞吸积弥散介质的理论及其应用

沈　璐[1,2]，刘碧芳[1,2]，乔二林[1,2]，程华清[1]

(1. 中国科学院 国家天文台 空间天文与技术学重点实验室，北京 100101； 2. 中国科学院大学，北京 100049)

摘要： 黑洞吸积理论是现代高能天体物理学重要的理论基础，是检验黑洞周围强引力场中物质运动规律的重要理论工具。传统的黑洞吸积模型建立在双星基础上，假设被吸积气体来源于伴星的洛希瓣气体流 (RLO)，严格意义上适用于小质量 X 射线双星 (LMXB)。对于以天鹅座 X-1 (Cyg X-1) 为代表的大质量 X 射线双星 (HMXB) 和中心存在着超大质量黑洞的活动星系核 (AGN)，吸积气体大多来自于恒星星风、星际介质、尘埃环等弥散介质，因此，吸积流的物理图像与小质量黑洞双星的吸积会有一定程度的差异。综述近年来初步建立的以弥散介质为吸积原料的黑洞吸积模型。详细描述了模型的物理基础、求解过程、由数值计算所得到的吸积流结构、辐射光谱，以及在黑洞双星和活动星系核中的应用，并展望未来理论上的拓展及其应用前景。

关　键　词： 吸积盘；黑洞物理；活动星系核；X 射线双星

中图分类号： P145.8　　　**文献标识码：** A

1　引　言

黑洞吸积是宇宙中最有效的能量释放方式之一，被广泛地应用在黑洞 X 射线双星、极亮的 X 射线源，以及活动星系核等不同尺度的黑洞吸积系统，并成功地解释了其丰富的观测现象。历史上，对黑洞吸积过程的研究源于对小质量黑洞 X 射线双星软 X 射线辐射起源的研究。在小质量黑洞 X 射线双星中，伴星物质充满洛希瓣并经由内拉格朗日点被黑洞吸积。由于伴星物质一般携带很大的轨道角动量，因而会形成吸积盘。Shakura 和 Sunyaev[1] 将吸积中复杂的粘滞过程参数化，提出所谓的标准吸积盘理论 (又称为 α 盘)。根据吸积率的不同，标准吸积盘可以一直延伸到黑洞的最小稳定圆轨道，或者通过某些物理机制，例如，蒸发[2, 3]转换为径移主导吸积流[4−7] (advection dominated accretion flow, ADAF)，或者以吸积盘和热冕或 ADAF 共存的形式延伸到黑洞的最小稳定圆轨道。以上吸积图景被广泛

收稿日期： 2021-03-22；　**修回日期：** 2021-04-21

资助项目： 国家自然科学基金 (11773037)

通讯作者： 沈璐，1005712489@qq.com

应用到激变变星、小质量中子星 X 射线双星以及不同类型的活动星系核，并取得了很大的成功[8−14]。

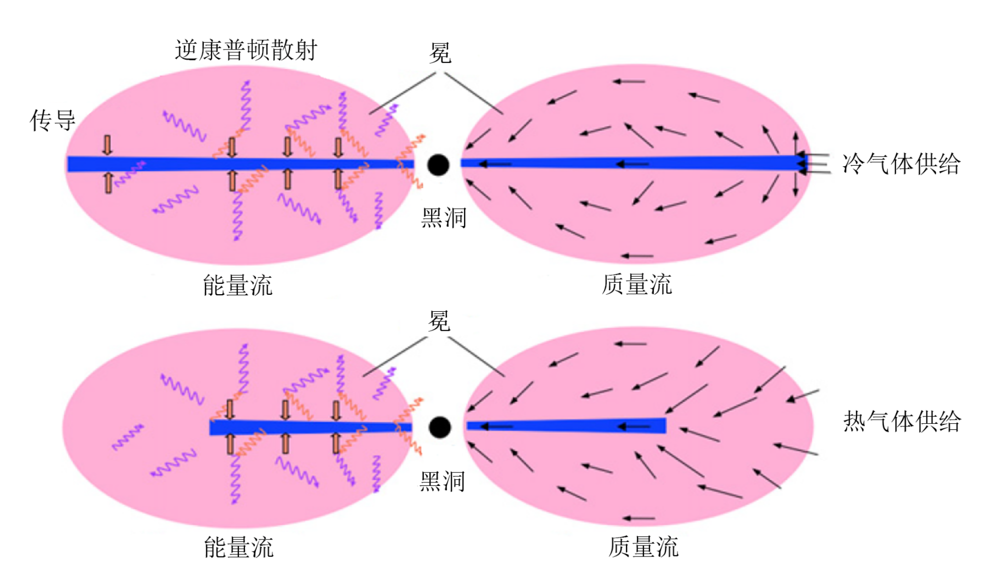
然而在实际天体环境中，情况往往并不是这么简单。特别是吸积发生的初始条件 (即在 Bondi 半径以外气体的温度、密度以及速度分布等) 往往很不清楚，而吸积发生的初始条件会决定内区吸积的动力学和辐射。例如，在大质量黑洞 X 射线双星中，伴星通常为亮的 O 型星或者 B 型星，产生强星风，吸积以星风吸积的形式发生。由于星风的温度较高，且没有明显的角动量趋向，因此并不会立刻形成冷的吸积盘。在这种情况下，我们不能简单地将小质量黑洞 X 射线双星的吸积模式应用于大质量 X 射线双星。而实际上，小质量黑洞 X 射线双星和大质量黑洞 X 射线双星在观测上确实表现出很大的不同。小质量黑洞 X 射线双星一般表现为 X 射线暂现源，在爆发的时候光度可以比宁静态高 7∼8 个量级[15, 16]；而大质量黑洞 X 射线双星的辐射一般较为稳定，以 Cyg X-1 为例，其 X 射线辐射相对稳定，一般总是保持在 3∼5 倍的变化范围[17−21]。小质量黑洞 X 射线双星和大质量黑洞 X 射线双星表现出的巨大的观测上的差异，很可能是由于吸积发生的初始条件有很大的不同[22]。又例如，在活动星系核环境中，在 Bondi 半径以外可能存在大量的热气体 (星际介质、恒星星风以及可能是超新星爆发的残留物质)[23]。这些热气体本身具有较大的速弥散度，没有固定的角动量趋向，理论上也很难立刻形成冷吸积盘，我们也不能简单地将适合于小质量黑洞 X 射线双星的吸积模式应用于活动星系核。在实际的天体环境中，被吸积物质的初始状态往往非常复杂，不同天体很可能具有显著不同的温度、密度以及角动量分布。在初始状态下，被吸积的物质可能既不是以冷盘的形式存在，也不是以热气体的形式存在，而是以冷热两相共存的形式存在。对初始状态下被吸积物质以冷热两相共存的情形计算较为复杂，在本文中，我们将以 Liu 等人[24]、Qiao 和 Liu[25, 26]、Meyer-Hofmeister 等人[27]、Liu 等人[28]、Taam 等人[22]以及 Meyer-Hofmeister 等人[29] 的研究为基础，简单介绍当前仅考虑初始物质供应为热星风这样的弥散介质情况的吸积模型，涉及模型的动力学结构、辐射谱以及在大质量黑洞 X 射线双星 Cyg X-1 和明亮的活动星系核的应用。本文第 2 章将对模型和模型的理论结果进行详细介绍；第 3 章介绍模型的观测检验；第 4 章对当前模型的优缺点进行总结展望。

2 以弥散介质为原料的吸积盘冕理论模型

2.1 模型的物理描述

弥散介质在被黑洞的引力场俘获时，其位置和角动量的任意性使其更容易形成几何厚、径移主导的热吸积流，与小质量双星中的洛希瓣吸积流形成鲜明的对照。热吸积流在向内吸积的过程中依吸积率的不同而发生形态改变：当吸积率较大时，由于有效的辐射冷却而使一部分气体凝聚，在黑洞附近形成一个相比于 LMXB 盘来说尺度较小的吸积盘，未冷却的气体则继续吸积产生 X 射线辐射；当吸积率足够低时，离子与电子的库仑耦合非常弱，吸积流不可能通过辐射冷却，因而从外到内维持其 ADAF 形式[24] (见图 1)。这种依据吸积率的变化而改变的吸积流模式，会在观测上表现为不同的光谱态。下面将对发生相变的物理过程

进行详细的介绍。



注：位于上方的图为小质量黑洞 X 射线双星通过洛希瓣外流方式吸积的示意图，在外边界吸积流先形成吸积盘 (冷气体供给模式)；位于下方的图为活动星系核以及大质量 X 射线双星吸积星际介质与星风等弥散介质所形成的物理结构物示意图，在外边界吸积流先形成冕 (热气体供给模式)。

图 1 不同物质供给导致的不同吸积模式示意图[24]

2.1.1 吸积流初始状态

被黑洞引力场俘获的弥散介质，由于有一定的空间分布和角动量分布，在外区容易形成几何厚、光学薄的热气体流，可以用径移主导的 ADAF 来描述[30]。气体在吸积过程中，通过粘滞产生的能量主要加热质量大的离子，而冷却则是通过质量小、加速度大的电子的辐射。由于吸积率低、气体密度小，电子和离子之间库仑碰撞概率很低。因此，离子获得的能量大部分不能及时地在吸积时标内传递给电子并通过电子辐射出去，导致粘滞产生的热量大部分转变为离子的内能，最终落入黑洞，形成离子温度远高于电子温度的情况[4]。吸积流的物理参数 (密度 ρ、压强 p、电子密度 $n_{\rm e}$、粘滞产热率 q^{+}、等温声速 $c_{\rm s}$) 可以用自相似解描述[5, 6]：

$$\begin{cases} \rho = 3.79\times10^{-2}\alpha^{-1}c_1^{-1}c_3^{-1/2}m^{-1}\dot{m}r^{-3/2} \\ p = 1.071\times10^{15}\alpha^{-1}c_1^{-1}c_3^{1/2}m^{-1}\dot{m}r^{-5/2} \\ n_{\rm e} = 2.00\times10^{25}\alpha^{-1}c_1^{-1}c_3^{-1/2}m^{-1}\dot{m}r^{-3/2} \\ q^{+} = 1.84\times10^{20}\epsilon' c_3^{1/2}m^{-2}\dot{m}r^{-4} \\ {c_{\rm s}}^2 = 4.50\times10^{18}c_3 r^{-1} \end{cases} , \tag{1}$$

其中系数

$$\begin{cases} c_1 = \dfrac{(5+2\epsilon')}{3\alpha^2} g(\alpha,\epsilon') \\ c_2 = \left[\dfrac{2\epsilon'(5+2\epsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha,\epsilon')\right]^{1/2} \\ c_3 = \dfrac{2(5+2\epsilon')}{9\alpha^2} g(\alpha,\epsilon') \\ \epsilon' = \dfrac{\epsilon}{f} = \dfrac{1}{f}\left(\dfrac{5/3-\gamma}{\gamma-1}\right) \\ g(\alpha,\epsilon') = \left[1+\dfrac{18\alpha^2}{(5+2\epsilon')^2}\right]^{1/2} - 1 \\ \gamma = \dfrac{8-3\beta}{6-3\beta} \end{cases} , \tag{2}$$

这里 α 为粘滞系数，m 表示黑洞质量与太阳质量 ($M_\odot = 1.99\times10^{30}$ kg) 的比率，$\dot{m}$ 表示吸积率与爱丁顿吸积率 ($\dot{M}_{\rm Edd} = L_{\rm Edd}/0.1c^2$，$L_{\rm Edd} = 1.26\times10^{31} m\ {\rm J\cdot s^{-1}}$ 为爱丁顿光度，$c = 3.00\times10^8\ {\rm m\cdot s^{-1}}$ 为光速) 的比率，r 表示吸积盘半径与史瓦西半径 ($R_{\rm S} = 2.95\times10^3 m$ m) 的比率，β 表示磁场参数，是气体压与总压强的比率，即 $\beta = p_{\rm gas}/(p_{\rm gas}+p_{\rm m})$ ($p_{\rm gas}$ 是气体压，$p_{\rm m} = B^2/8\pi$ 是磁压，B 为磁场强度)。f 是粘滞热径移的比率，$f = (q^+ - q_{\rm rad})/q^+$ ($q_{\rm rad}$ 为电子辐射率)。

ADAF 的一个重要特征是粘滞产生的热绝大部分以气体内能的形式流入黑洞。在典型的以径移主导的 ADAF 中，f 值趋近于 1。因此，给定基本参数则可求解式 (1)。然而，自洽的 f 值只有在联立 ADAF 的气态方程 ($p_{\rm gas} = \beta(p_{\rm gas}+p_{\rm m}) = \beta\rho c_{\rm s}^2$，假设元素丰度 $X = 0.75$, $Y = 0.25$ 后可推导出式 (3)) 和电子的能量平衡方程才形成一套完备的方程组，即加入方程[6]：

$$T_{\rm i} + 1.08T_{\rm e} = 6.66\times10^{12}\beta c_3 r^{-1} , \tag{3}$$

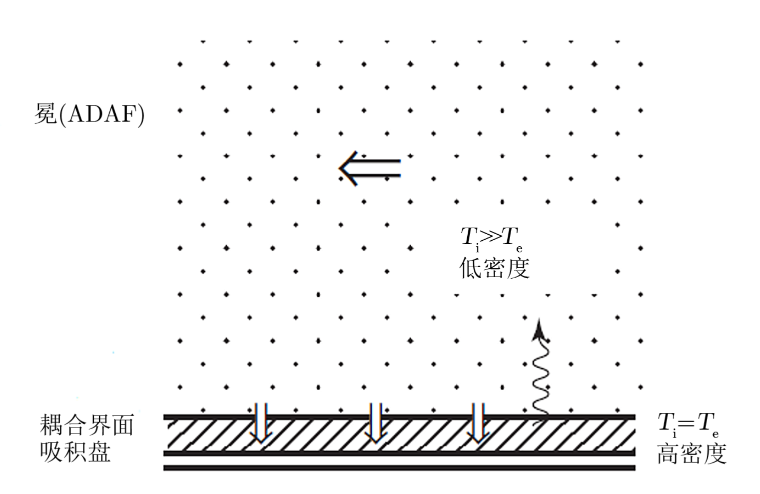
$$q_{\rm ie}(\rho,T_{\rm i},T_{\rm e}) = q_{\rm rad}(\rho,T_{\rm e}) , \tag{4}$$

这里 $q_{\rm ie}$ 为电子的加热率。在给定粘滞系数、磁场参数、黑洞质量和吸积率的条件下，结合具体的辐射机制 (即给定 $q_{\rm rad}(\rho,T_{\rm e})$ 的形式)，ADAF 的温度、密度、f 等物理参量可以由式 (1), (3), (4) 通过迭代自洽地计算出来，进而可计算辐射光谱。

2.1.2 吸积盘的冕

弥散介质被黑洞吸积形成 ADAF 吸积流后，在继续往黑洞吸积的过程中，其密度逐渐升高，库仑耦合逐渐增强，辐射效率提高。若吸积率足够高，一部分热气体流可能被过度冷却、从而形成冷吸积流–吸积盘，这时吸积流变成冷热两相吸积 (吸积盘和冕)。冕不同于纯 ADAF 最重要的物理因素为：由于冕覆盖在吸积盘上，两者之间的能量平衡和压力平衡导致物质和能量的交换，包括电子从高温冕向低温盘的热传导、盘表面的黑体辐射穿过冕时可能遭遇高温电子的多次逆康普顿散射、冕辐射对盘的照耀、冕物质向盘凝聚或盘物质被冕蒸发等。从而形成如图 2 所示的垂直结构：在几何薄光学厚的吸积盘与几何厚光学薄的热冕之

间，还存在着厚度很薄、温度发生很大变化的转换层，类似于日冕下的色球层。



注：垂直方向的三层结构中最上方为光学薄、几何厚、温度高、密度低的冕；最下方为光学厚、几何薄、温度低、密度高的吸积盘；转换层 (图中的耦合界面) 位于吸积盘冕之间，是两者进行能量和物质交换的过渡区域。

图 2　吸积盘与冕共存的垂向结构示意图[31]

也正是由于盘的存在带来上述新的物理过程，使冕的结构以及辐射偏离纯 ADAF。电子通过与离子的库仑碰撞获得的能量一部分被辐射，一部分通过电子热传导流向转换层。其能量平衡方程可表示为[24]：

$$\triangle F_{\rm c}/H = q_{\rm ie} - q_{\rm rad} \quad , \tag{5}$$

其中，$\triangle F_{\rm c}$ 表示单位时间从单位面积上净流出的热量，$H = (2.5c_3)^{1/2}r(R_{\rm S})$ 是冕的高度[6]，$q_{\rm ie}$ 是离子和电子库仑碰撞的能量交换，在离子温度远远高于电子温度时[32]，有[24]：

$$q_{\rm ie} = 3.59 \times 10^{-45} n_{\rm e} n_{\rm i} T_{\rm i} \left(\frac{kT_{\rm e}}{m_{\rm e}c^2}\right)^{-3/2} \quad . \tag{6}$$

由于没有热量从冕的上边界流进，$\triangle F_{\rm c}$ 等于从冕流出到转换层的流量的大小，$F_{\rm c}^{\rm ADAF} = -k_0 T_{\rm e}^{5/2}{\rm d}T_{\rm e}/{\rm d}z$ (其中 $k_0 = 10^{-11}\ {\rm J\cdot s^{-1}\cdot m^{-1}\cdot K^{-7/2}}$)[33]，即[25]：

$$\triangle F_{\rm c} = 0 - F_{\rm c}^{\rm ADAF} = k_0 T_{\rm e}^{5/2}\frac{{\rm d}T_{\rm e}}{{\rm d}z} \approx k_0 T_{\rm e}^{7/2}/H \quad , \tag{7}$$

其中，$T_{\rm e}$ 代表冕中最上层的电子温度，也是冕的典型温度。$q_{\rm rad}$ 包括同步辐射、轫致辐射、自康普顿以及外康普顿散射，表示为：

$$q_{\rm rad} = q_{\rm syn} + q_{\rm brem} + q_{\rm cmp} + q_{\rm excmp} \quad , \tag{8}$$

其中，外康普顿散射率 $q_{\rm excmp}$，与吸积盘的辐射能量密度 u 有关，表示为：

$$q_{\rm excmp} = \frac{4kT_{\rm e}}{m_{\rm e}c^2} n_{\rm e}\sigma_{\rm T} c u \quad , \tag{9}$$

$u = 2\sigma T_{\rm eff}^4(r)/c = 2\sigma\{2.05 T_{\rm eff,max}(3/r)^{3/4}[1-(3/r)^{1/2}]^{1/4}\}^4/c$，$\sigma$ 是斯特藩-玻尔兹曼常数，$T_{\rm eff,max}$ 是吸积盘最大的有效温度。

因此，给定粘滞系数 α、磁场参数 β、黑洞质量 m 以及冕中的吸积率 $\dot{m}$，在已知吸积盘辐射场能量密度的条件下，通过求解式 (1), (3), (5) 原则上就可以确定冕的物理参量。

然而，吸积盘的辐射场能量密度，并非像标准盘那样简单。首先，盘辐射的能源来自于两方面：吸积盘的吸积所产生的粘滞加热，冕的照耀对吸积盘所提供的额外的能量。在弥散介质的吸积中，由于吸积盘的吸积率源于 ADAF 在吸积过程中的凝聚，盘中的吸积率是随半径变化而变化；同样，冕的照耀也与凝聚率有关，因为是凝聚使冕中的吸积率发生了变化，进而冕的照耀光度随之改变。因此，我们需要讨论盘与冕相互作用以及由此所形成的过渡区，计算在这里发生的凝聚率，从而确定冕与盘中的吸积率的径向分布。

2.1.3 转换层中吸积盘与冕的物质交换

从垂直方向延展的高温冕到几何薄的冷吸积盘，由于巨大的温差，电子热传导将冕的热能向盘输送，电子、离子温度下降，密度则增加，因此电子和离子之间的库仑耦合逐渐增强，最终离子的温度与电子相同，两者共同的温度称为耦合温度 $T_{\rm cpl}$。在耦合界面处，可以粗略地认为粘滞加热率与压缩功通过库仑碰撞全部传递给电子，即

$$q_{\rm ie} = q^+ + q^c \quad , \tag{10}$$

压缩功为[34]：

$$q^c = \frac{f}{1-\beta} q^+ \quad . \tag{11}$$

由此可以确定耦合温度。在 $\beta = 0.8$, $f = 1$ 时，可以近似表示成解析形式：

$$T_{\rm cpl} = 1.98 \times 10^9 \alpha^{-4/3} \dot{m}^{2/3} \quad . \tag{12}$$

盘和冕相互作用的动力学模型的计算结果表明[3, 13]，从离子与电子耦合开始到盘表面的垂直区域非常窄 (称为转换层)，在这里，电子、离子温度迅速下降，密度增大，轫致辐射增强。来自上方冕的热传导能量，若不能在此区域被完全辐射，则可以加热一部分盘气体进入冕-盘蒸发；若热能不足以抵挡辐射损耗，则过分的辐射冷却导致部分冕气体冷却凝聚、变成盘的一部分。因此，气体的能量平衡是轫致辐射、热传导，以及蒸发或吸积气体的焓的变化之间的平衡，即[35, 36]：

$$\frac{\rm d}{{\rm d}z}\left(\dot{m}_{\rm z}\frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{1}{\beta}\frac{\mathcal{R}T}{\mu} + F_{\rm c}\right) = -n_{\rm e}n_{\rm i}\Lambda(T) \quad , \tag{13}$$

其中，$\dot{m}_{\rm z}$ 代表单位面积的蒸发或凝聚率，其值为正则表示蒸发，为负则表示吸积，$\mathcal{R}$ 是气体常数，μ 代表离子与电子平均权重，式 (13) 右边是单位体积的轫致辐射冷却率。当电子温度 $T_{\rm e} > 10^{7.5}$ K 时，轫致辐射率可表示为[37]：

$$n_{\rm e}n_{\rm i}\Lambda(T) = \frac{0.25}{k^2}(\beta p)^2 b T^{-3/2} \quad , \tag{14}$$

其中，k 是玻尔兹曼常数，$b = 10^{-39.56}\ \mathrm{kg \cdot m^5 \cdot s^{-3} \cdot (^\circ)^{-1/2}}$。由于转换层的温度不高、光深不大，在转换区逆康普顿散射可忽略。

利用边界条件，即转换区的上边界的温度为 $T_{\rm cpl}$，进入的热传导流量为 $F_{\rm c}^{\rm ADAF}$ (见式 (7))，下边界温度远远小于 $T_{\rm cpl}$，可求得式 (13) 的解[31]：

$$\dot{m}_{\rm z} = \frac{\gamma-1}{\gamma}\beta\frac{-F_{\rm c}{}^{\rm ADAF}}{\mathcal{R}T_{\rm i}/\mu_{\rm i}}(1-\sqrt{C}) \quad , \tag{15}$$

其中，

$$C = \kappa_0 b\left(\frac{\beta^2 p^2}{\pi k^2}\right)\left(\frac{T_{\rm cpl}}{F_{\rm c}{}^{\rm ADAF}}\right)^2 \quad , \tag{16}$$

其中，$\mu_{\rm i} = 1.23$ 为离子平均权重。

至此，给定基本参数 α, β, m 以及冕中的吸积率 $\dot{m}$，可由上式计算任意半径处的物质交换律。$C = 1$ 所对应的半径为临界半径，意味着此处吸积盘和冕没有物质交换；在此半径以外，$C < 1$, $\dot{m}_{\rm z} > 0$，盘物质蒸发；在此半径内，则冕物质凝聚。对弥散介质的吸积而言，外区以 ADAF 形式吸积，只有在凝聚开始发生的地方才可能有盘存在。即便最初存在冷盘，在没有气体供给的情况下，凝聚半径以外的冷气体也会因蒸发和吸积而最终被耗空。因此，$C = 1$ 所对应的半径即为吸积盘的外半径。若此半径位于 ISCO 或不存在，则吸积流在任何半径处都维持原来的 ADAF 形式。

热气体通过吸积过程不断地向吸积盘输送物质，一方面使吸积盘可以稳定存在；另一方面，冕中的吸积率逐渐减小。在凝聚半径 ($R_{\rm d}$) 以内任意位置处，盘中的吸积率由冕气体在向黑洞吸积途中的凝聚逐步积累，表示为：

$$\dot{m}_{\rm disk}(R) = \int_R^{R_{\rm d}} \frac{4\pi R}{\dot{M}_{\rm Edd}}(-\dot{m}_{\rm z}){\rm d}R \quad , \tag{17}$$

则冕中剩余的吸积率是外边界的供给率 $\dot{m}$ 与凝聚率之差，表示为：

$$\dot{m}_{\rm c}(R) = \dot{m} - \dot{m}_{\rm disk}(R) \quad . \tag{18}$$

因此，在凝聚半径以内，冕的吸积率不再是常数，任意位置处冕的温度、密度、凝聚率等用 $\dot{m}_{\rm c}(R)$ 代替冕公式中的 $\dot{m}$ 计算。

2.1.4　吸积盘与冕的辐射耦合

吸积盘与冕的相互作用，除了物质交换、电子热传导传递能量外，辐射耦合也是直接影响盘和冕的结构的重要因素。一方面，吸积盘的辐射在往外传播的过程中，被冕的热电子逆康普顿散射，从而通过辐射冷却影响冕的结构和辐射，进而影响盘与冕的物质交换率；另一方面，冕辐射对盘的照耀会加热盘表面 (这种辐照效应在热吸积流相对较强时尤为重要)，从而提高盘的有效温度以及辐射光度，通过增强软光子能量密度使冕中的逆康普顿散射增强，最终影响冕的结构、辐射以及凝聚率。因此，盘与冕的耦合非常复杂，只有在考虑辐射耦合以后，将描述盘、冕以及转换层的凝聚方程合在一起，形成完备的方程组时，才可以通过数值方法反复迭代求解。

冕的内禀辐射光度 $L_{\rm c,in}$，由单位体积的辐射率 $q_{\rm rad}$ 对体积积分给出，

$$L_{\rm c,in} = 2\int_{R_{\rm ISCO}}^{R_{\rm d}} q_{\rm rad} H 2\pi R\, {\rm d}R \quad . \tag{19}$$

由于冕辐射的准各向同性，冕的辐射光子有大约一半朝着盘的方向运动 (假设无穷大平面盘)，此部分光子被盘拦截后，其中一部分被盘反射，其余部分被光学厚的盘吸收，从而加热盘的表面。冕的照耀对盘表面的加热流量可近似为[38]：

$$F_{\rm ir} = \frac{1}{2}L_{\rm c,in}(1-a)\frac{H_{\rm s}}{4\pi(R^2+H_{\rm s}^2)^{3/2}} \approx \frac{3L_{\rm c,in}(1-a)}{8\pi R^3}H_{\rm s}\left[1-\left(\frac{3R_{\rm S}}{R}\right)^{1/2}\right] \quad , \tag{20}$$

其中，a 是反照率，$H_{\rm s}$ 是冕的辐射中心的垂直高度 (即将延展分布的冕看成黑洞上方的点源所在的位置)，考虑到冕的辐射在内区最有效，$H_{\rm s}$ 通常取值为 $3R_{\rm S}$~$10R_{\rm S}$。

吸积盘通过吸积气体产生粘滞加热，辐射流量为：

$$F_{\rm acc} = \frac{3GM\dot{M}_{\rm disk}}{8\pi R^3}\left[1-\left(\frac{3R_{\rm S}}{R}\right)^{1/2}\right] \quad . \tag{21}$$

因此，由于吸积和辐照的共同作用，盘的有效温度由 $\sigma T_{\rm eff}^4 = F_{\rm ir} + F_{\rm acc}$ 决定[38]，

$$T_{\rm eff}(r) = 2.05 T_{\rm eff,max}\left(\frac{3}{r}\right)^{3/4}\left[1-\left(\frac{3}{r}\right)^{1/2}\right]^{1/4} \quad . \tag{22}$$

其中，$T_{\rm eff,max}$ 与半径 r 无关，是吸积盘通过吸积加热的最高有效温度 (由式 (21) 可知位于 $r_{\rm tmax} = 3\times 49/36$) 与冕照耀带来的修正因子的乘积，

$$T_{\rm eff,max} = 1.33\times 10^7 m^{-1/4}\dot{m}_{\rm disk}^{1/4}(r_{\rm tmax})\left[1+\frac{6L_{\rm c,in}(1-a)}{\dot{M}_{\rm disk}c^2}\frac{H_{\rm s}}{3R_{\rm S}}\right]^{1/4} \quad . \tag{23}$$

上式中的 $\dot{m}_{\rm disk}$ 是指吸积盘 $r_{\rm tmax}$ 处的吸积率，表征从外到内的总凝聚率。

式 (22) 给出吸积盘的辐射流量，以及在冕中参与逆康普顿散射的外部软光子场的能量密度，$u = 2\sigma T_{\rm eff}^4(r)/c$，后者是计算冕的温度、密度等特征量所必要的。

需要指出的是，式 (22) 中仅在有吸积盘 ($\dot{M}_{\rm disk} \neq 0$) 的条件下成立。没有吸积盘或吸积盘的凝聚率趋近于 0 时，公式不再适用。

综上所述，2.1 节给出了一套相互耦合的完备方程组，其中 2.1.1, 2.1.2 节描述冕的结构参数，该方程组中的未知量 u 通过盘与冕的相互作用，即 2.1.3 的物质交换和 2.1.4 节的辐射耦合，可以表示为冕的结构参数的函数，因此形成闭合的方程组。通过数值计算可以求解方程组，确定冕温度、密度、光深、凝聚率以及盘的有效温度随半径的分布，进而计算辐射光谱。

2.2 模型的理论结果

求解完备方程组的基本方法如下：对于给定粘滞系数 α、磁场参数 β、反照率 a、黑洞质量 m、弥散介质供给吸积率 $\dot{m}$ 以及冕的高度 $H_{\rm s}$，先假设盘的最大有效温度值 ($T_{\rm eff,max}$)，

可以通过式 (1)，(3)，(5) 确定冕的全部结构参数 (如温度、密度)，从而依次计算出凝聚率 (见式 (15))、盘中的吸积率 (见式 (18))、冕的照耀光度 (见式 (19))，由此计算新的最大有效温度值 $T_{\rm eff,max}$ (式 (23))，若此有效温度与预先假设的有效温度不等，则继续迭代直到预设的有效温度与计算得到的有效温度相等，这时得到自洽解——冕的温度、密度、辐射、凝聚率等量的分布。盘和冕的结构参数确定后，轫致辐射、同步辐射以及自康普顿辐射谱可以用解析方法计算，外康普顿散射则采用蒙特卡洛模拟；两部分能谱的叠加，构成了吸积盘和冕区域的辐射能谱。

吸积流外区的纯 ADAF 辐射对谱的贡献通常不多。但是，当弥散介质的供给率不大时，吸积流主要以 ADAF 存在，凝聚率很小甚至不发生凝聚。因此，我们计算了纯 ADAF 区域的辐射，采用第 2.1 节描述的自相似解，纳入同步辐射、轫致辐射、自康普顿辐射等冷却过程，计算 ADAF 的结构参数和辐射光谱，与盘和冕区域的辐射相叠加，得到弥散介质吸积流的总的辐射谱。

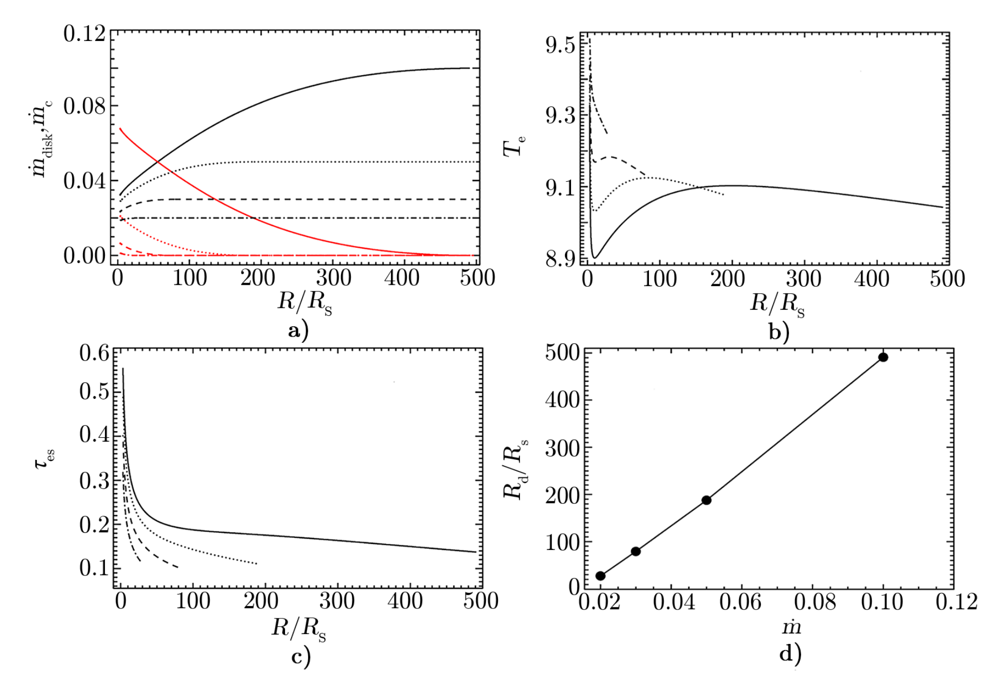
凝聚半径的确定方法是，利用 ADAF 自相似解计算出的吸积流的物理参量，以此为基础求解 (假设中的) 转换层离子与电子的耦合温度 $T_{\rm cpl}$ (见式 (7)) 以及从冕中注入转换层的能量 $F_{\rm c}^{\rm ADAF}$ (见式 (12)) 并代入式 (16)，可求得 C 沿半径的分布。$C=1$ 对应的半径 $R_{\rm d}$ 即为凝聚半径，此处吸积盘与冕恰好不发生物质交换，也即吸积盘的外半径。

2.2.1 吸积流的典型结构、辐射光谱及其对吸积率的依赖

模型首先应用于超大质量黑洞[24–26]，因此，采用典型的黑洞质量 $m=10^8$；经典的粘滞系数值 $\alpha=0.3$[39]；磁场参数参考磁流体动力学数值模拟结果[40]，取 $\beta=0.95$；反射率通常为 0.1~0.2[41]，本文取值 0.15；冕的高度 $H_{\rm s}=10R_{\rm S}$。弥散介质的吸积率 $\dot{m}$ 作为变量取一系列值。

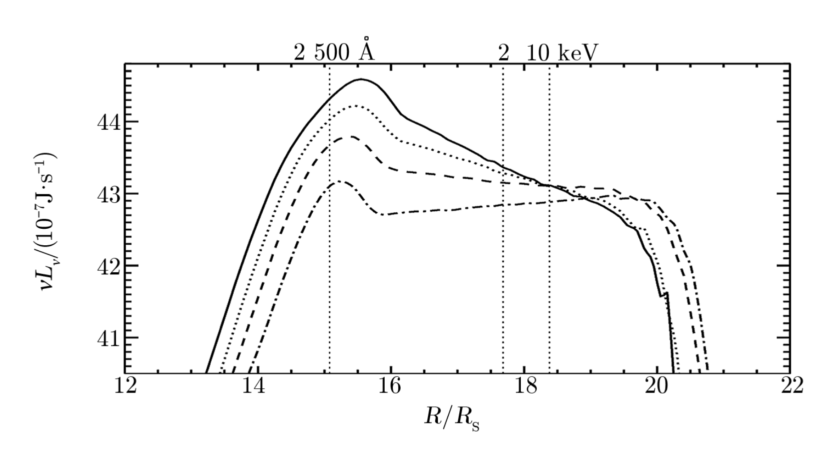
图 3 展示了弥散介质被吸积后所形成的吸积流的典型结构及其对气体吸积率 ($\dot{m}=0.015\sim0.1$) 的依赖。图 3a) 黑线展示由于气体凝聚所致的冕中吸积率随距离的变化，红线则是由凝聚提供“燃料”的吸积盘中吸积率的径向分布，不同的线型代表不同的吸积率。图 3b) 展示冕的电子温度的径向分布，图 3c) 则是冕电子散射光深 $\tau_{\rm es}=n_{\rm e}\sigma_{\rm T}H$ 的分布，图 3d) 给出了凝聚半径随供给吸积率的变化。图 3 揭示，随着气体吸积率的下降，热吸积流的凝聚半径逐渐变小，因此，吸积盘的尺度小，盘中吸积率低，盘辐射弱。虽然在高吸积率时凝聚更强，但留在冕中的气体吸积率依然比低供给率条件下留在冕的吸积率大，因此，高吸积率下电子的散射光深更大，逆康普顿冷却更强，导致电子温度反而更低。图 3 各参量随气体供给率变化的趋势根本原因在于，吸积率越高，热气体的密度越大，离子与电子的库仑耦合更有效，冕中的辐射冷却导致凝聚更容易发生。而当吸积率下降到约 0.015 时，凝聚不再发生，吸积流从外到内维持其 ADAF 形式，临界吸积率的大小与系统的粘滞参数有关 (见第 2.2.3 节)。正是冕的这些结构参数随吸积率的变化导致其辐射的光谱型发生变化。以康普顿化主导冷却为例，随着吸积率的降低，冕的密度以及电子散射光深减少，康普顿 y 参数 ($y\propto\tau_{\rm es}T_{\rm e}$) 减小，而 y 参数的减小导致康普顿冷却变弱，从而使电子温度增大、凝聚变弱。当系统最终达到能量平衡时，冕的 X 射线辐射谱形发生变化，但由于光深降低、温度升高，使得 y 参数的变化不是非常显著。图 4 展示了辐射谱随气体供给吸积率的变化，显然，随

着吸积率的降低，冕的 X 射线辐射谱逐步变平变硬，其性质与观测一致 (详见第 3 章)。



注：图为不同初始吸积率对模型结构的影响，参数为 $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.95$, $a = 0.15$, $m = 10^8$, $H_{\rm s} = 10R_{\rm S}$。a) 为吸积盘吸积率 (红色线) 和冕的吸积率 (黑色线) 沿半径的分布；b) 为冕中电子温度随半径变化的情况；c) 为冕中光深沿半径的分布；前三张图中点虚线、虚线、点线和实线对应的初始吸积率依次为 $\dot{m}$ = 0.02, 0.03, 0.05 和 0.1。d) 为凝聚半径随吸积率变化的关系。

图 3 不同初始吸积率的模型结构

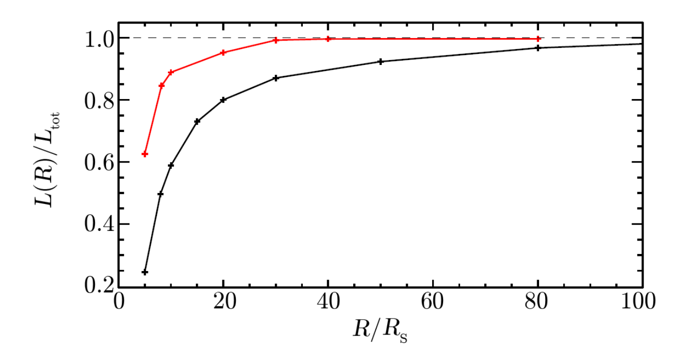


注：图中计算参数选取 $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.95$, $a = 0.15$, $m = 10^8$, $H_{\rm s} = 10R_{\rm S}$，不同初始吸积率 $\dot{m}$ = 0.02, 0.03, 0.05 和 0.1 分别对应为点虚线、虚线、点线和实线。

图 4 不同初始吸积率的模型能谱

弥散气体吸积的另一个重要特征是，冕辐射由内区所主导[28]。图 5 展示了典型参数

$(\alpha = 0.3, \beta = 0.95, a = 0.15, m = 10^8, \dot{m} = 0.05)$ 条件下的活动星系核的冕的辐射光度分布，曲线在任意半径处的纵坐标值表示该半径内冕的积分光度与冕全区域的总辐射光度之比 (黑线)。从图 5 可以看出，超过一半的冕辐射能量集中在 $10R_{\rm S}$ 内，约 80% 冕辐射来自 $20R_S$；图 5 中红线则表示硬 X 射线辐射分布，约 90% 的硬 X 射线辐射来自 $10R_{\rm S}$，其致密度比冕总辐射的致密度更高。可见，虽然热气体的分布是延展的，但其辐射却是致密的，特别是硬 X 射线辐射。这样的性质，与活动星系核的时变分析结果——X 射线辐射集中于黑洞附近约 10 倍引力半径[42–47] 并不矛盾。不仅如此，我们的模型还自然地为冕补充物质，使其辐射能得以持续。



注：图中计算参数选取为 $\alpha = 0.3, \beta = 0.95, a = 0.15, m = 10^8, \dot{m} = 0.05, H_{\rm s} = 10R_{\rm S}$。黑色线代表某半径以内冕的所有波段积分光度与冕全区域所有波段的总辐射光度之比；红色线代表某半径以内硬 X 射线辐射与冕全区硬X射线辐射的比值。硬 X 射线辐射与所有波段辐射在图中的差别意味着硬 X 射线的辐射区域更致密。

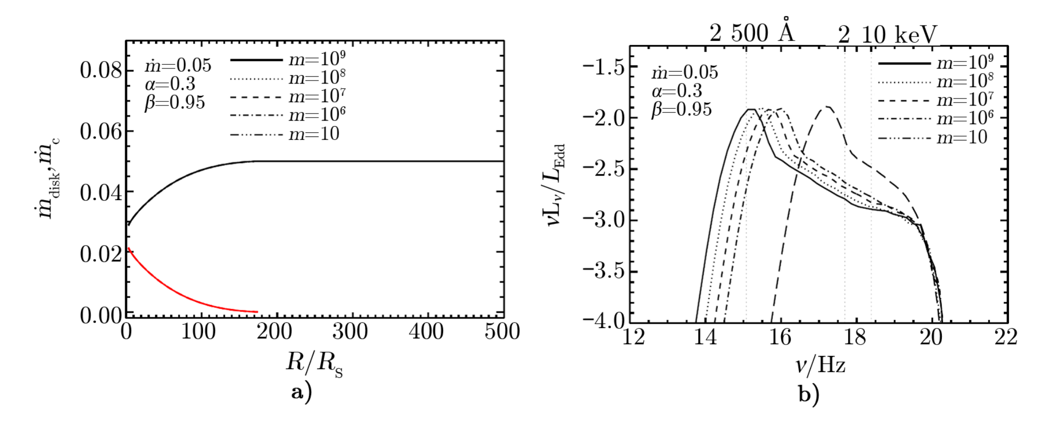
图 5　模型辐射光度沿半径的分布[28]

2.2.2　黑洞质量的影响

为研究黑洞质量对辐射谱的影响，取黑洞质量值为 $m = 10, 10^6, 10^7, 10^8, 10^9$，其他参数为典型值：$\alpha = 0.3, \beta = 0.95, a = 0.15, \dot{m} = 0.05$，盘和冕的吸积率的径向分布和相应的辐射光谱见图 6。显然，吸积率的分布几乎与黑洞质量无关，相应的硬 X 射线辐射强度只是随黑洞质量的增大而线性增加，而谱形保持不变，盘辐射的峰值则随黑洞质量增加向低频移动。这正是冕 (或 ADAF) 和盘的基本特征所致。

2.2.3　粘滞系数的影响

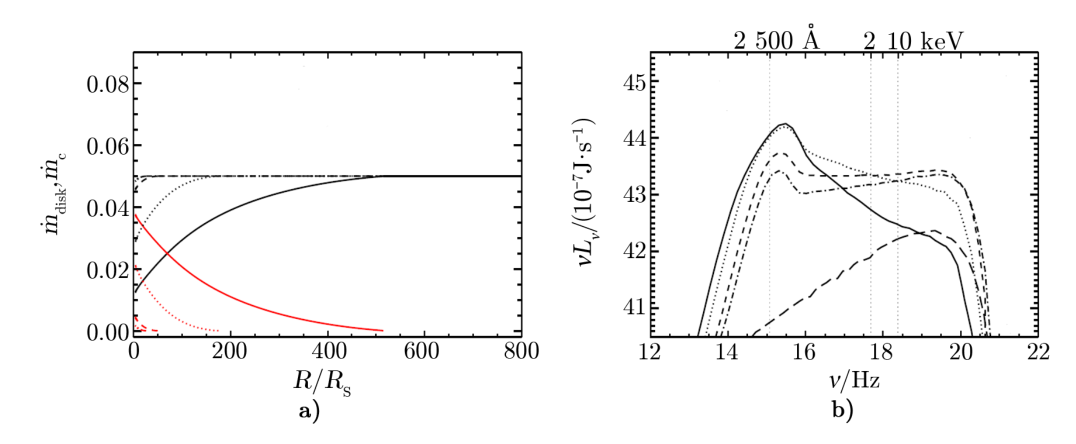
粘滞在吸积盘的物质内移、角动量外移、加热等方面扮演着非常重要的角色，其重要性不言而喻。冕是高温气体，α 取值通常在 0.1～1[30, 48–50]。由于对粘滞缺乏足够的了解，常用的办法是通过理论模型与已知观测事件的比较限定此参数[39]，而后在理论研究中保持此参数不变。所以，在一般讨论中，我们通常取 $\alpha = 0.3$。尽管如此，仍然需要了解粘滞对模型预言的结果的影响。为此，在保持其他参数 $(\beta = 0.95, a = 0.15, m = 10^8, \dot{m} = 0.05)$ 不变的条件下，分别取 α =0.2, 0.3, 0.5, 0.6, 1.0 进行计算，其吸积率的径向分布以及辐射光谱见图 7。从图 7 可知，α 对热气体凝聚和能谱有显著影响，即 α 值越大，凝聚越小，因此盘的外半径越小，X 射线谱越强，谱变硬。此变化的根本原因在于，粘滞系数的增大有两个重要的效应：首先，粘滞系数增大意味着径向速度增大，在进入热气体的吸积率不变的前提下，热



注：a) 图为初始吸积率为 $\dot{m}=0.05$，不同黑洞质量对应的冕物质分布 (黑色线) 和吸积盘物质分布 (红色线)，黑洞质量分别为 $m=10$, 10^6, 10^7, 10^8, 10^9。a) 图中不同黑洞质量代表的曲线几乎完全重合，可见黑洞质量对吸积盘、冕物质分布几乎没有影响。b) 图为与 a) 图对应的能谱。

图 6 黑洞质量对模型的影响

气体的密度减少，从而使离子与电子的库仑耦合变弱，热气体的冷却效率降低；其次，粘滞的增大使加热增强。两个效应都使热气体的凝聚率降低，最终弥散介质保留强的 ADAF 吸积形式，使 X 射线谱变硬。当 α 达到上限值 1 时，在上述参数 (特别是 $\dot{m}=0.05$) 条件下热吸积流不发生凝聚，从外到内保持其 ADAF 形式。



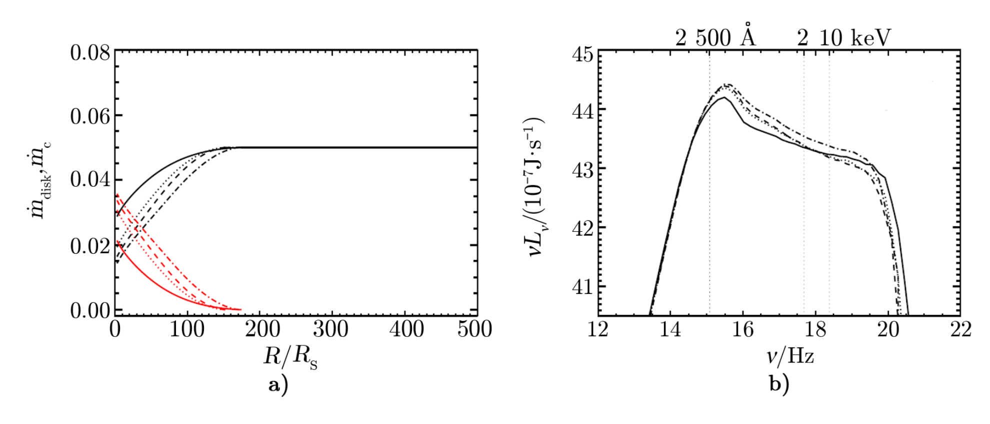
注：a) 图为初始吸积率为 $\dot{m}=0.05$，不同粘滞系数对应的冕物质分布 (黑色线) 和吸积盘物质分布 (红色线)，粘滞系数为 α =0.2, 0.3, 0.5, 0.6, 1.0。b) 图为与 a) 图对应的能谱。

图 7 粘滞系数对模型的影响

2.2.4 *磁场强度的影响*

冕中磁场的大小，直接影响其能量平衡。图 8 展示了在标准参数条件下 ($\alpha=0.3$, $a=0.15$, $m=10^8$, $\dot{m}=0.05$) 磁场对吸积流结构和辐射谱的影响。图 8 显示，随着磁场的增大 (对应 β 减小)，凝聚增强，吸积盘辐射变强，X 射线辐射谱变陡，但总体来说，光谱的

变化不是很显著。这是因为，磁场的强弱影响同步辐射以及同步自康普顿辐射，从冕的能量平衡方面来考量，磁场增强使辐射冷却增强，凝聚率增加；而凝聚的增强使冕的密度以至散射光深减小，因此康普顿 y 参数减小，X 射线谱变陡。但无论对凝聚还是光谱，磁场的影响有限，在盘和冕共存的条件下，冕的冷却由外康普顿主导 (只要盘不是特别弱)，与磁场相关的同步辐射以及自康普顿散射变得不那么重要，这也是与纯 ADAF 不同的地方。



注：a) 图为初始吸积率为 $\dot{m}=0.05$，不同磁场强度对应的冕物质分布 (黑色线) 和吸积盘物质分布 (红色线)，磁场强度为 $\beta=0.5, 0.7, 0.8, 0.95$ 分别对应点虚线、虚线、点线以及实线。b) 图为与 a) 图对应的能谱。

图 8　磁场强度对模型的影响

3　弥散介质吸积理论在黑洞中的应用

3.1　在活动星系核中的应用

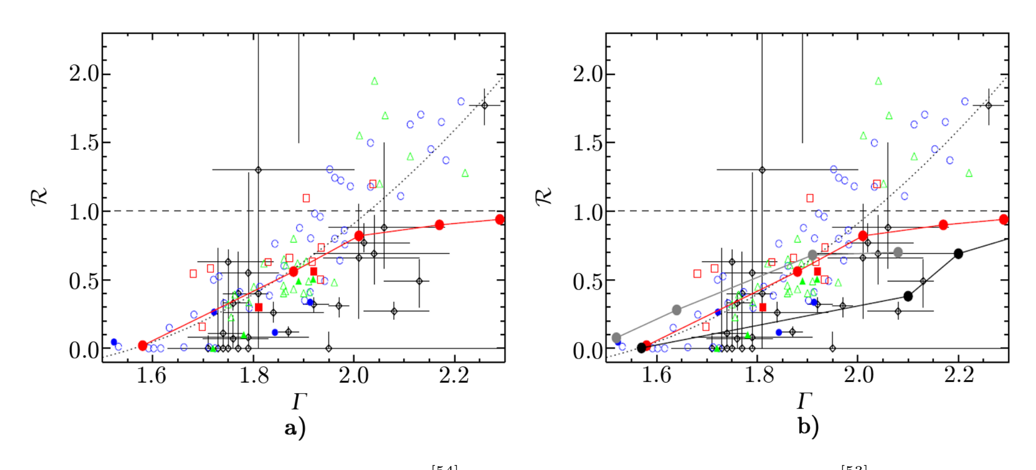
3.1.1　硬 X 射线光子指数 $\varGamma$ 与反射因子 $\mathcal{R}$ 的正相关关系

观测上，对于明亮的活动星系核，其 X 射线能谱大致包含两个成分：(1) 截断的幂律谱，即 $F(E)\propto E^{-\varGamma+1}e^{-E/E_{\rm c}}$，这里 $\varGamma$ 表示硬 X 射线光子指数，$E_{\rm c}$ 表示幂律谱的截断能量值；(2) 反射谱 (反射谱的辐射大致集中在几十 keV 的能段)。一般认为截断的幂律谱的 X 射线辐射起源于吸积盘的光学/紫外光子在吸积盘上方热的冕气体中的逆康普顿散射过程；而反射谱起源于热的冕气体产生的 X 射线辐射照耀到吸积盘的表面，与吸积盘的表面物质发生某些相互作用，主要包括康普顿散射、吸收等产生的辐射。反射谱的强弱可以用无量纲的标度因子 $\mathcal{R}$ 来描述：$\mathcal{R}=\varOmega/2\pi$ (这里 $\varOmega$ 表示吸积盘对热冕气体区域的张角)。20 世纪 90 年代，对一些明亮的活动星系核，例如 NGC 5548 的 X 射线光谱分析表明，X 射线辐射的幂律谱成分的光子指数 $\varGamma$ 与反射成分的标度因子 $\mathcal{R}$ 存在正相关关系[51]。进一步，大样本的 X 射线观测数据也表明 $\varGamma$ 与 $\mathcal{R}$ 之间存在正相关关系[52, 53]。

Qiao 和 Liu[25] 在弥散介质吸积理论的框架下研究 $\varGamma$ 与 $\mathcal{R}$ 之间存在的正相关关系。图 9a) 图中红色实线代表理论计算的 $\varGamma-\mathcal{R}$ 关系，在计算中参数取为 $\alpha=0.3$, $\beta=0.95$,

$a = 0.15$, $m = 10^8$, $H_s = 10R_S$，红色实心圆点从左到右对应的吸积率分别为 $\dot{m}$=0.015, 0.02, 0.03, 0.05 和 0.1。

为了将理论计算的 $\Gamma - \mathcal{R}$ 相关关系与观测结果做比较，Qiao 和 Liu (2017) 选取两篇文章的样本并进行组合，得到一个包含更多源的大样本。其中一篇文章的样本包含了 8 个 I 型、8 个中间态以及 12 个 II 型活动星系核[54]，另一篇文章样本包括 11 个射电噪和 79 个射电宁静活动星系核[53]。图 9 a) 是通过弥散介质吸积理论计算得到的 $\Gamma - \mathcal{R}$ 相关关系与观测结果的比较，图中黑色点线表示对观测数据的最佳拟合结果，可见弥散介质吸积理论的计算结果符合 $\mathcal{R} < 1$ 的情况。值得思考的有两点：第一，该理论假定中心黑洞没有自旋，因此吸积盘内半径距离中心黑洞 $3R_S$。而极端的的克尔黑洞吸积盘的内半径可以延伸到距离黑洞 $1/2R_S$，这可以很明显地增强反射能谱。第二，黑洞附近的光线弯曲效应也可以增强能谱的反射成分[55−57]。若该理论将以上两点情况加入计算，或许可以符合观测中 $\mathcal{R} > 1$ 的情况，目前的理论仅适用于 $\mathcal{R} < 1$ 的情况。



注：a) 黑色菱形数据点代表 28 个赛弗特星系[54]，剩余带颜色的数据点是 90 个赛弗特星系[53]。蓝色圆形、绿色三角形和红色正方形分别代表 nücGinga, RXTE 和 BeppoSAX 的观测数据。黑色点线是对所有观测数据的最佳拟合，红色带实心圆点的实线是经典参数下吸积盘冕理论模型计算的趋势，从左到右原始吸积率分别为 $\dot{m}$=0.015, 0.02, 0.03, 0.05 和 0.1。b) 检测等效冕距离吸积盘的高度对结果的影响，观测数据与 a) 相同。灰色实线代表冕距离吸积盘 $3R_S$ 的计算结果，其上面的灰色实心圆点从左到右吸积率依次为 $\dot{m}$ =0.015, 0.02, 0.05 和 0.1。黑色实线代表冕距离吸积盘 $20R_S$ 的计算结果，其上面的黑色实心圆点从左到右吸积率依次为 $\dot{m}$ =0.014, 0.015 和 0.02。

图 9 X 射线光子指数 Γ 与反射因子 $\mathcal{R}$ 的理论计算和观测统计[25]

图 9b) 展示的是冕相对于吸积盘的高度对 $\Gamma - \mathcal{R}$ 关系的影响，图中理论计算基本参数分别定为 $\alpha = 0.3$, $\beta = 0.95$, $a = 0.15$, $m = 10^8$。灰色实线代表了冕距离吸积盘 $H_s = 3R_S$ 的计算结果，其上面的灰色实心圆点从左到右吸积率依次为 $\dot{m}$ =0.015, 0.02, 0.05 和 0.1。黑色实线代表了冕距离吸积盘 $H_s = 20R_S$ 的计算结果，其上面的黑色实心圆点从左到右吸积率依次为 $\dot{m}$ =0.014, 0.015 和 0.02。很明显，冕距离吸积盘的高度影响着对 $\Gamma - \mathcal{R}$ 的关系。为了简化计算，该理论将冕距离吸积盘的高度 H_s 作为自由参数 (2.2.1 节描述过弥散介质吸积理论计算冕的有效辐射区非常致密，且与观测的结论一致，因此将冕距离盘的高度作为自由

参量在现阶段是合理的)。理论上，依据该理论中吸积盘冕的几何结构，可以精确地计算冕距离吸积盘的高度，再计算反射成分的贡献。但这样的计算相当繁复，可以在未来对理论后续的完善中完成。观测上，冕与吸积盘的距离可以通过例如测量 X 射线不同波段时延的方法来估算，这样得到距离与该理论中设定的距离大致相等[58, 59]。事实上，AGN 的 X 射线反射谱不仅来源于冕对吸积盘的照射，也来源于外区尘埃环反射冕辐射的 X 射线。目前除了一些很亮的 X 射线源 (如 NGC4151)，很难将两种来源区分[54]。不过 Qiao 和 Liu[25] 选取的样本大多数为 I 型 AGN，由于这类 AGN 视角很小，尘埃环的贡献应该不甚重要。

历史上，有一些模型曾对 $\Gamma-\mathcal{R}$ 相关性进行过解释。例如 Zdziarski 等人[52] 曾利用截断盘与冕结合的模型，即靠近黑洞的是球状冕，更外区是截断的吸积盘来解释这一相关性。该模型中截断吸积盘的内半径是自由参量，通过改变截断盘的内半径，此模型可以解释 $\mathcal{R}\lesssim 1$ 时 $\Gamma-\mathcal{R}$ 的相关关系。然而理论上截断吸积盘内半径的任意改变会带来很多不确定性。另外该模型没有考虑冕中发生的轫致辐射和同步辐射作为软光子场进行的自康普顿散射，而上述物理过程在截断盘内半径大于等于 $30R_{\rm S}$ 时对 X 射线能谱有很大的影响[34, 60, 61]。此外冕以相对论速度远离或者靠近吸积盘的模型也可以解释 $\Gamma-\mathcal{R}$ 的相关性[62, 63]，但在吸积盘冕共存的模型中，冕的物质来源仍然是一个尚未解决的问题，在此基础上假设冕的相对论性运动将对结果带来更大的不确定性。

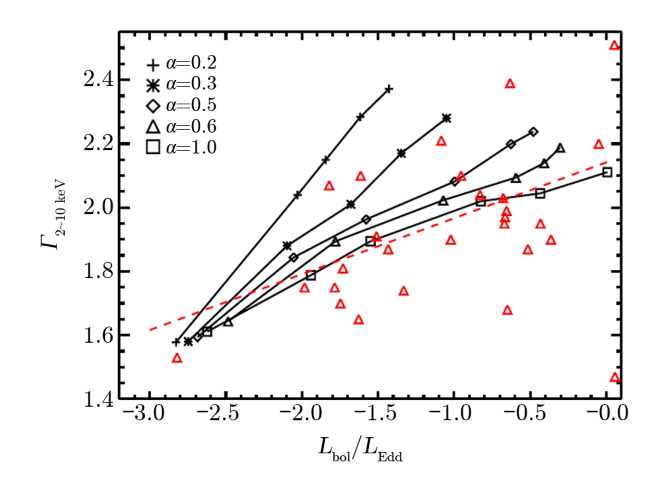
3.1.2　*硬 X 射线光子指数 $\Gamma_{2\sim10\ \rm keV}$ 与爱丁顿比 $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 的相关关系*

观测上，对于明亮的活动星系核 (这里明亮的活动星系核指代爱丁顿比 $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 约大于 0.01 的活动星系核)，如果将其 X 射线光谱用一个简单的幂律谱拟合，研究表明其 2~10 keV 的光子指数 $\Gamma_{2\sim10\ \rm keV}$ 与爱丁顿比 $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 之间存在一个正的相关关系[64–69]。

Qiao 和 Liu[26] 在弥散介质吸积理论[27] 框架下系统研究了 $\Gamma_{2\sim10\ \rm keV}$ 与 $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 之间存在正的相关关系。由 2.2.2, 2.2.3, 2.2.4 小节可知，黑洞质量和磁场强度对 X 射线辐射谱的影响很小，而粘滞系数对 X 射线辐射谱影响很大，因此 Qiao 和 Liu[26] 重点研究了粘滞系数对$\Gamma_{2\sim10\rm keV}$与$L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 之间正相关关系的影响。图10 中黑色实线是理论计算的 $\Gamma_{2\sim10\ \rm keV}$ 与 $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 相关关系，其中黑洞质量为 $m=10^8$，磁场强度 $\beta=0.95$，红色三角形代表 29 个明亮活动星系核的观测数据[70]。此样本的黑洞质量的估算方法是反响映射 (reverberation mapping)，这是相对可靠的估算黑洞质量的方法[71]。此外，热光度是通过积分光学/紫外和 X 射线同时观测的宽波段能谱而来，这也是相对准确的计算热光度的方法。以上两点降低了 $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ 的计算误差。由图 10 可见，$\alpha\approx1$ 更符合观测结果，这与 Narayan 等人[48] 提出明亮活动星系核吸积流的粘滞系数 α 更大这一结论一致。

3.2　在大质量黑洞 X 射线双星 Cyg X-1 的应用

目前通过动力学认证的黑洞 X 射线双星有 20 多个，其黑洞质量集中在 3~20$M_\odot$ 之间[72]。观测上，根据伴星质量的不同可以将黑洞 X 射线双星分为小质量 X 射线双星和大质量 X 射线双星。小质量 X 射线双星的伴星质量通常小于 1$M_\odot$，而大质量 X 射线双星的伴星质量通常大于 1$M_\odot$。与小质量黑洞 X 射线双星的洛希瓣吸积不同，大质量黑洞 X 射线双星的吸积模式为星风吸积。以 Cyg X-1 为例，Cyg X-1 的伴星是一颗明亮的 O 型超巨星。



注：图中红色空心三角形代表 Vasudevan 和 Fabian[70] 的源，红色虚线所示为观测数据的最佳拟合结果。参数选为磁场强度 $\beta = 0.95$，黑洞质量 $m = 10^8$。$\alpha = 0.2$，吸积率分别为 $\dot{m}$ =0.05, 0.03, 0.02, 0.015, 0.009；$\alpha = 0.3$，吸积率分别为 $\dot{m}$ =0.1, 0.05, 0.03, 0.02；$\alpha = 0.5$，吸积率分别为 $\dot{m}$ =0.3, 0.2, 0.1, 0.05, 0.035, 0.03；$\alpha = 0.6$，吸积率分别为 $\dot{m}$ =0.4, 0.3, 0.2, 0.01, 0.005, 0.004；$\alpha = 1$，吸积率分别为 $\dot{m}$ =0.6, 0.3, 0.2, 0.1, 0.08, 0.07。

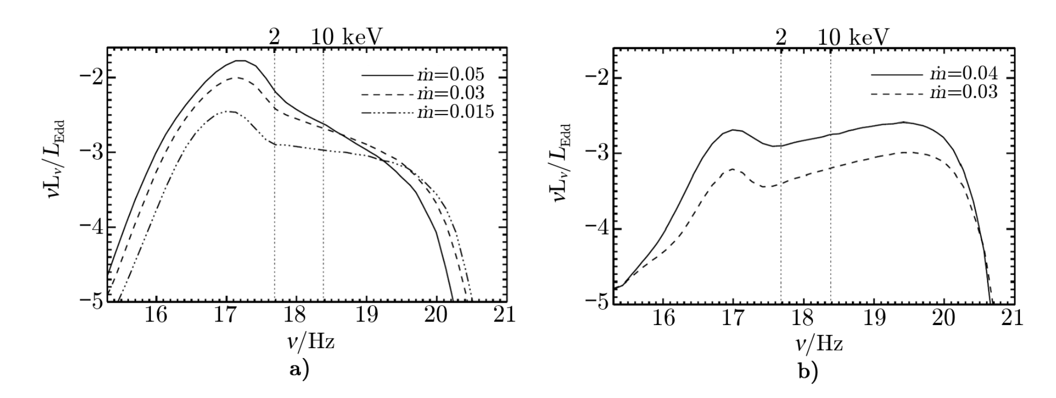
图 10 $\Gamma_{2\sim10\ \mathrm{keV}}$ 与 $L_{\mathrm{bol}}/L_{\mathrm{Edd}}$ 关系的理论计算与观测结果[26]

O 型超巨星存在强的星风损失，这些星风一般具有较高的温度，且没有明显的角动量趋向，因此这些星风被黑洞俘获后，并不会立刻形成冷的吸积盘，而是以热气体的形式被吸积。在一定的吸积率范围内，这些被吸积的热气体会逐渐冷却、凝聚形成冷的吸积盘[73]。观测上，小质量黑洞 X 射线双星在一定的时间周期内 (一般在年的时间尺度上) 会表现出强烈的爆发现象；而大质量 X 射线双星，例如，Cyg X-1 的辐射非常稳定，在年的时间尺度上通常仅有 3 倍左右的 X 射线光变[17−21]。

Taam 等人[22] 初步研究了弥散介质吸积理论应用于 Cyg X-1 的可行性；Meyer-Hofmeister 等人[29] 在此基础上，进一步系统研究了 Cyg X-1 以弥散介质为原料供给的吸积模式在 X 射线波段的光谱特征和光变行为。

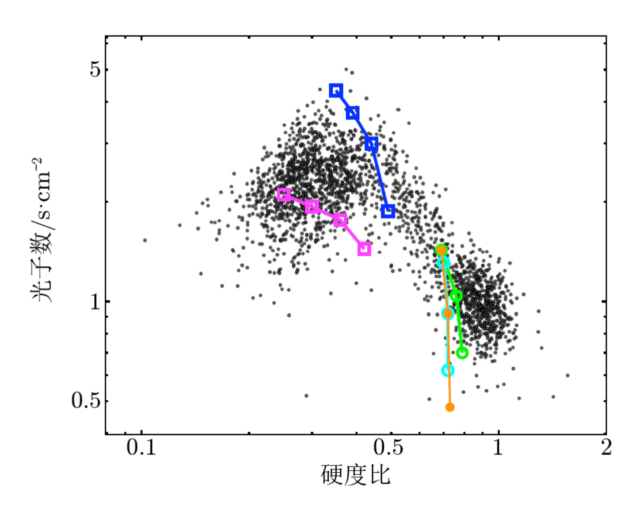
图 11 为模型的两组理论计算结果，计算时取黑洞质量 $m = 15\ M_{\odot}$[74]。图 11a) 参数选定为 $\alpha = 0.2$, $\beta = 0.95$, $a = 0.15$，吸积率从上到下依次为 $\dot{m}$ =0.05, 0.03, 0.015，由图 11a) 可以看出能谱由吸积盘辐射主导，这更符合观测到的软态的情况。图 11b) 参数选取 $\alpha = 0.5$, $\beta = 0.95$, $a = 0.5$，吸积率从上到下依次为 $\dot{m}$ =0.04, 0.03。由图 11b) 可以看出：与图 11a) 相比，吸积盘辐射变弱，X 射线辐射谱变硬，ADAF 辐射更占主导，这与观测到的双星的硬态能谱特征更相近。同时，图 11b) 的光度没有明显低于左图，这也与硬态的光度并没有显著低于软态的观测特征对应[17−21]。图 12 是观测到的数据和模型理论计算的 Cyg X-1 的 HID (hardness-intensity diagrams) 图 (图中横坐标是 4∼10 keV 和 2∼4 keV 两个波段光子数的比值，纵坐标是光子数)，黑色点代表 MAXI 从 2009−2018 年对 Cyg X-1 的观测数据。观测数据在图中主要分布在两部位置，左上角对应的软态和右下角对应的硬态。

图 12 左上角紫红色和蓝色的实线分别代表 $\alpha = 0.15$, 0.2 对软态的理论计算，$\dot{m}$ 取值范



注：a) 图为理论计算的软态能谱，$\alpha = 0.2$, $a = 0.15$，初始吸积率从上到下依次为 $\dot{m}$ =0.05, 0.03, 0.015。b) 图为理论计算的硬态能谱，$\alpha = 0.5$, $a = 0.5$，初始吸积率从上到下依次为 $\dot{m}$ =0.04, 0.03。

图 11　模型计算 CygX-1 软态和硬态的能谱[29]



注：图中黑色点代表 MAXI 的观测数据，彩色线代表模型的理论计算结果 (其中黑洞质量比为 $m = 15$)。软态的理论计算：粘滞系数 $\alpha = 0.15$, 0.2 分别对应了图中紫红色点和蓝色点，$a = 0.15$，初始吸积率从左到右为 $\dot{m} = 0.02$, 0.03, 0.04, 0.05 。硬态的理论计算：橙色点代表粘滞系数 $\alpha = 0.5$，$a = 0.5$，不同初始吸积率 $\dot{m}$ =0.003, 0.003 5, 0.004 的计算结果；浅蓝色点代表 $a = 0.5$，不同粘滞系数 α =0.45, 0.5, 0.55，初始吸积率 $\dot{m} = 0.003\,5$ 的计算结果；绿色点代表粘滞系数 $\alpha = 0.5$，不同反射率 a =0.5, 0.7, 0.9，初始吸积率 $\dot{m} = 0.04$ 的计算结果。

图 12　Cyg X-1 理论计算与观测数据对比的 HID[29]

围在 0.02~0.05，可以符合观测的结果。α=0.15, 0.2 对应的两条实线在图中相隔分明，这意味着不仅初始吸积率会显著影响 HID 的计算分布，其粘滞系数有同样明显的影响。

图 12 右下角的橙色实线代表不同吸积率对硬态计算结果的影响，计算时参数选取为粘滞系数 $\alpha = 0.5$，反射率 $a = 0.5$，从左到右吸积率依次为 $\dot{m}$ =0.003, 0.003 5, 0.004。可见随着吸积率的降低，光子数下降非常快，同时硬度变化并不明显。2~10 keV 光子数的快速下降是因为弱吸积盘供给的软光子场迅速变弱，这导致了逆康普顿散射的变弱。同时弱吸积

盘自身的辐射在2~4 keV 波段非常弱，因此与软态相比，吸积率的变化没有引起硬度的明显变化，这一过程在图 11 b) 图亦可见。图 12 中的浅蓝色实线代表不同粘滞系数对计算结果的影响，参数设定为：反射率 $a = 0.5$，初始吸积率 $\dot{m} = 0.0035$，从左到右粘滞系数分别为 α =0.45, 0.5, 0.55。绿色实线代表不同反射率对计算结果的影响，参数设定为：粘滞系数 $\alpha = 0.5$，初始吸积率 $\dot{m} = 0.04$，从左到右反射率依次为 a =0.5, 0.7, 0.9。由图可见，粘滞系数与吸积率对于计算结果的影响十分相似。反射率对结果的影响与粘滞系数和吸积率的影响略有不同。增大吸积率、减小粘滞系数或减小反射率，三者均可导致光子数的增大，同时硬度比仅在 0.7 附近细微变化。

综上所述：一方面，粘滞系数 α 取值 0.1~0.2 可以与软态的观测数据相对应。观测数据在 HID 图上分布弥散可能是源于吸积流中的团块。团块能够影响吸积盘中的磁场结构以及由于磁旋不稳定性而引起粘滞过程中的湍流效应，这些过程都有可能引起数据在图中的弥散分布。另一方面，硬态的数据可能意味着更大的粘滞系数 $\alpha \gtrsim 0.5$ 和更大的反射率 $a \gtrsim 0.5$。理论计算的硬度比小于观测数据的硬度比。这可能是由于观测时产生了视线方向的吸收，也即当星风中的团块经过视线方向时，光变曲线会出现凹陷，这就导致了观测数据会在 HID 图上位于硬度比更大的区域。关于此过程可参考 Hirsch 等人的工作[75]，文章利用 Chandra 的数据对光变曲线出现凹陷的情况进行了分析讨论。

4 总结与展望

弥散介质的吸积，是针对黑洞的吸积环境所提出的一种新的物理图像。本文以 Liu 等人[24]、Qiao 和 Liu[25, 26]、Meyer-Hofmeister 等人[27]、Liu 等人[28]、Taam 等人[22]和 Meyer-Hofmeister 等人[29]的研究为基础，综述了仅考虑初始物质供应为热星风这样的弥散介质吸积模型的动力学结构、辐射谱以及在大质量黑洞 X 射线双星 Cyg X-1 和明亮的活动星系核的应用。模型不仅契合了活动星系核以及大质量黑洞双星的实际环境，而且成功地解释了一系列相关物理现象，并在一定程度上解决了 AGN 的强 X 射线辐射的能源问题。

虽然目前的模型还相对简单，但其展示出的物理特征和应用前景，在本文所展示的应用中可见一斑，在近年来飞速发展的磁流体力学模拟 (如 Jiang 等人[76]) 结果中，也可以看到类似的吸积流结构特征。由于实际情况更复杂，所以，模型还需要进一步完善和发展。首先，模型假设的吸积流均为热气体，而实际上活动星系核捕获星际介质与星风的同时，会产生强烈的辐射，与此同时其辐射也会影响周围的物质条件。因此，吸积而来的气体不仅是热气体成分，还有冷气体[77, 78]。以后的研究工作中，需要考虑冷、热气体同时吸积的情况，这将大大拓宽吸积率及其应用范围。其次，多数黑洞都存在自旋的情况，自旋会使最内稳定轨道的半径减小，也即吸积流内边界向靠近黑洞方向延伸。而靠近黑洞的区域辐射效率更高，因此会对吸积流整体辐射光度以及能谱性质有很大的影响。模型计算时并没有考虑自旋，未来的工作可以加入自旋的影响。最后，在黑洞周围存在很多相对论效应，例如光的引力偏折、引力红移、多普勒效应等，这些都会极大地影响能谱性质。未来的工作可以考虑计

算相对论吸积盘，值得注意的是与非相对论吸积盘之间自然过渡。结合活动星系核和黑洞双星的时变特征，模型还将向含时演化发展。弥散介质吸积理论经过上述完善后，可以对已有的观测物理量的计算结果给出新的物理解读。

参考文献：

[1] Shakura N I, Sunyaev R A. A&A, 1973, 500: 33
[2] Meyer F, Liu B F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 2000, 354: L67
[3] Meyer F, Liu B F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 2000, 361: 175
[4] Narayan R, Yi I. ApJ, 1994, 428: L13
[5] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 444: 231
[6] Narayan R, Yi I. ApJ, 1995, 452: 710
[7] Abramowicz M A, Chen X, Kato S, et al. ApJ, 1995, 438: L37
[8] Meyer F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 1994, 288: 175
[9] Huang C Y, Wu Q, Wang D X. MNRAS, 2014, 440(2): 965
[10] Qiao E, Liu B F. MNRAS, 2015, 448(2): 1099
[11] Esin A A, McClintock J E, Drake J J, et al. ApJ, 2001, 555(1): 483
[12] McClintock J E, Haswell C A, Garcia M R, et al. ApJ, 2001, 555(1): 477
[13] Liu B F, Mineshige S, Meyer F, et al. ApJ, 2002, 575(1): 117
[14] Liu B F, Taam R E. ApJ, 2009, 707(1): 233
[15] Corbel S, Tomsick J A, Kaaret P. ApJ, 2006, 636(2): 971
[16] Done C, Gierliński M, Kubota A. A&A Rev., 2007, 15(1): 1
[17] Done C, Gierliński M. MNRAS, 2003, 342(4): 1041
[18] Malyshev D, Zdziarski A A, Chernyakova M. MNRAS, 2013, 434(3): 2380
[19] Grinberg V, Pottschmidt K, Böck M, et al. A&A, 2014, 565: A1
[20] Sugimoto J, Mihara T, Kitamoto S, et al. PASJ, 2016, 68: S17
[21] Zdziarski A A, Malyshev D, Chernyakova M, et al. MNRAS, 2017, 471(3): 3657
[22] Taam R E, Qiao E, Liu B F, et al. ApJ, 2018, 860(2): 166
[23] Ho L C. ARA&A, 2008, 46: 475
[24] Liu B F, Taam R E, Qiao E, et al. ApJ, 2015, 806(2): 223
[25] Qiao E, Liu B F. MNRAS, 2017, 467(1): 898
[26] Qiao E, Liu B F. MNRAS, 2018, 477(1): 210
[27] Meyer-Hofmeister E, Liu B F, Qiao E. A&A, 2017, 607: A94
[28] Liu B F, Taam R E, Qiao E, et al. ApJ, 2017, 847(2): 96
[29] Meyer-Hofmeister E, Liu B F, Qiao E, et al. A&A, 2020, 637: A66
[30] Yuan F, Narayan R. ARA&A, 2014, 52: 529
[31] Meyer F, Liu B F, Meyer-Hofmeister E. A&A, 2007, 463(1): 1
[32] Stepney S, Guilbert P W. MNRAS, 1983, 204: 1269
[33] Spitzer L. Physics of Fully Ionized Gases, New York: Dover Publications, 1962: 1
[34] Esin A A, McClintock J E, Narayan R. ApJ, 1997, 489(2): 865
[35] Liu B F, Taam R E, Meyer-Hofmeister E, et al. ApJ, 2007, 671(1): 695
[36] Qiao E, Liu B F. ApJ, 2013, 764(1): 2
[37] Sutherland R S, Dopita M A. ApJS, 1993, 88: 253
[38] Liu B F, Done C, Taam R E. ApJ, 2011, 726(1): 10
[39] King A R, Pringle J E, Livio M. MNRAS, 2007, 376(4): 1740
[40] Hawley J F, Balbus S A, Stone J M. ApJ, 2001, 554(1): L49

[41] Magdziarz P, Zdziarski A A. MNRAS, 1995, 273(3): 837
[42] Fabian A C, Zoghbi A, Ross R R, et al. Nature, 2009, 459(7246): 540
[43] Reis R C, Miller J M. ApJ, 2013, 769(1): L7
[44] Kara E, Fabian A C, Cackett E M, et al. MNRAS, 2013, 428(4): 2795
[45] Emmanoulopoulos D, Papadakis I E, Dovčiak M, et al. MNRAS, 2014, 439(4): 3931
[46] Uttley P, Cackett E M, Fabian A C, et al. A&A Rev., 2014, 22: 72
[47] Fabian A C, Lohfink A, Kara E, et al. MNRAS, 2015, 451(4): 4375
[48] Narayan R, McClintock J E, Yi I. ApJ, 1996, 457: 821
[49] Bai X N, Stone J M. ApJ, 2013, 769(1): 76
[50] Penna R F, Sadowski A, Kulkarni A K, et al. MNRAS, 2013, 428(3): 2255
[51] Magdziarz P, Blaes O M, Zdziarski A A, et al. MNRAS, 1998, 301(1): 179
[52] Zdziarski A A, Lubiński P, Smith D A. MNRAS, 1999, 303(1): L11
[53] Zdziarski A A, Lubiński P, Gilfanov M, et al. MNRAS, 2003, 342(2): 355
[54] Lubiński P, Beckmann V, Gibaud L, et al. MNRAS, 2016, 458(3): 2454
[55] Fabian A C, Vaughan S. MNRAS, 2003, 340(3): L28
[56] Reynolds C S, Nowak M A. Phys. Rep., 2003, 377(6): 389
[57] Dauser T, Garcia J, Parker M L, et al. MNRAS, 2014, 444: L100
[58] McHardy I M, Arévalo P, Uttley P, et al. MNRAS, 2007, 382(3): 985
[59] Kara E, Alston W N, Fabian A C, et al. MNRAS, 2016, 462(1): 511
[60] Poutanen J, Krolik J H, Ryde F. MNRAS, 1997, 292(1): L21
[61] Poutanen J, Veledina A. Space Sci. Rev., 2014, 183(1-4): 61
[62] Beloborodov A M. ApJ, 1999, 510(2): L123
[63] Malzac J, Beloborodov A M, Poutanen J. MNRAS, 2001, 326(2): 417
[64] Lu Y, Yu Q. ApJ, 1999, 526(1): L5
[65] Porquet D, Reeves J N, O'Brien P, et al. A&A, 2004, 422: 85
[66] Shemmer O, Brandt W N, Netzer H, et al. ApJ, 2006, 646(1): L29
[67] Saez C, Chartas G, Brandt W N, et al. AJ, 2008, 135(4): 1505
[68] Sobolewska M A, Papadakis I E. MNRAS, 2009, 399(3): 1597
[69] Veledina A, Vurm I, Poutanen J. MNRAS, 2011, 414(4): 3330
[70] Vasudevan R V, Fabian A C. MNRAS, 2009, 392(3): 1124
[71] Peterson B M, Ferrarese L, Gilbert K M, et al. ApJ, 2004, 613(2): 682
[72] Remillard R A, McClintock J E. ARA&A, 2006, 44(1): 49
[73] Walder R, Paik D H, Bull M S, et al. Biophysical Journal, 2014, 106(2): 392a
[74] Orosz J A, McClintock J E, Aufdenberg J P, et al. ApJ, 2011, 742(2): 84
[75] Hirsch M, Hell N, Grinberg V, et al. A&A, 2019, 626: A64
[76] Jiang Y F, Stone J M, Davis S W. ApJ, 2014, 796(2): 106
[77] Wada K. ApJ, 2012, 758(1): 66
[78] Wada K, Tanaka H, Okuzumi S, et al. A&A, 2013, 559: A62

Accretion of Diffuse Medium around Black Holes: the Model and Applications

SHEN Lu[1,2], LIU Bi-fang[1,2], QIAO Er-lin[1,2], CHENG Hua-qing[1]

(1. Key Laboratory of Space Astronomy and Technology, National Astronomical Observatories, Chinese

Academy of Sciences, Beijing, 100101, China; 2. School of Astronomy and Space Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100049, China)

Abstract: The black hole accretion theory is an important theoretical basis of modern high-energy astrophysics, as well as an important theoretical tool for testing the law of matter movement in the strong gravitational field around the black hole. The traditional black hole accretion model is suitable for low mass X-ray binaries(LMXB) in a strict sense, which is based on black hole binaries assuming that the accreted gas comes from the Roche lobe overflow (RLO) of the companion star. While for the high mass X-ray binaries (HMXB) represented by Cyg X-1 and the active galactic nuclei (AGNs) with supermassive black holes in the center, most of the accreted gas comes from diffuse media such as stellar wind, interstellar medium and torus, etc. Under such circumstances, the accretion flow at the outer boundary tends to have a much higher temperature, larger velocity dispersion and more stochastic angular momentum distribution than that of the LMXBs, which could create a different scenario of the accretion process. This is the basic assumption, and also, the innovation point of our diffuse media accretion model. In this model, the accretion flow appears as an ADAF-like hot gas when it enters the system. As the accretion flow moves towards the black hole, the increase of the gas density facilitates the Coulomb collisions between ions and electrons thus enhancing the radiation. Specifically, when the initial accretion rate is above a critical value (typically $\dot{m} \approx 0.02\ \dot{m}_{\rm Edd}$), the over-cooling of the corona in the inner region would lead to part of the coronal flow condensing into a cold disk, forming a hybrid two-component accretion flow from ISCO to a certain distance, defined as the condensation radius. Beyond this radius the accretion flow maintains as ADAF. This paper summarizes the recently-established diffuse media accretion model in details, including the physical basis of the model, the solution procedure of the equation set, as well as the numerically calculated structure and emergent spectrum of the accretion flow. Model application to two types of black hole systems, i.e. AGNs and HMXBs are also introduced. For AGNs, the correlations among some observable parameters (the X-ray photon index Γ- reflection scaling factor $\mathcal{R}$ relation and the hard X-ray photon index $\Gamma_{2\sim10\ \rm kev}$ - $L_{\rm bol}/L_{\rm Edd}$ Eddington-ratio relation) can be generally reproduced by our model. For a typical HMXB, Cygnus X-1, the theoretical derived values of photon counts and hardness approximately agree with the data in the hardness-intensity diagram(HID) for all MAXI observations during the time period from 2009 to 2018. Further theoretical development and application prospects are briefly summaried.

Key words: accretion disks; black hole physics; active galactic nuclei; X-ray binaries